

## ОБ ИЗМЕРЕНИИ НАПРЯЖЕННОСТИ РАДИАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

© Р. З. Шайхитдинов\*, Т. И. Шарипов, И. П. Юминов

Уфимский университет науки и технологий  
Россия, Республика Башкортостан, 450076 г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32.

\*Email: plasma@bsunet.ru

*В данной работе приводятся результаты измерений радиального распределения потенциала плазмы по измерениям разности плавающих потенциалов подвижного зонда, которые показывают аномально большие значения напряженности электрического поля по сечению разрядной трубки, помещенной в аксиальное магнитное поле. Показано влияние изменения толщины призондового слоя вследствие неравномерного радиального распределения концентрации электронов по сечению разряда.*

**Ключевые слова:** газоразрядная плазма, напряженность электрического поля, электрический зонд.

### Введение

Радиальное электрическое поле в плазме газового разряда является важной характеристикой, которая определяется температурой электронов и радиальным распределением их концентрации в разрядной трубке. В плазме бинарной смеси, используемой в качестве активного элемента (газоразрядные лазеры, МГД-генераторы), поток положительных ионов примеси на стенки разрядной трубки, который ответственен за возникновение градиента концентрации атомов примеси по радиусу, зависит от напряженности радиального электрического поля. Поэтому для количественных оценок степени разделения атомов примесного газа необходимо знать поведение радиального распределения потенциала плазмы при наложении продольного магнитного поля.

Известно [1–2], что в газоразрядной трубке, помещенной в однородное аксиальное магнитное поле, поперечное электрическое поле в диффузионном режиме при наложении продольного магнитного поля определяется выражением:

$$E(r) = -\frac{D_{e\perp} - D_{i\perp}}{b_{e\perp} + b_{i\perp}} \frac{1}{n_e(r)} \frac{dn_e(r)}{dr}, \quad (1)$$

где  $D_{k\perp} = D_k / (1 + \omega_k^2 \tau_k^2)$  – коэффициенты диффузии,  $b_{k\perp} = b_k / (1 + \omega_k^2 \tau_k^2)$  – подвижности заряженных частиц (индексы  $k = e$  относятся к электронам,  $k = i$  – ионам) в радиальном направлении,  $\omega_k = eB/M$ ,  $\omega_e = eB/m$  – ларморовские частоты заряженных частиц,  $B$  – индукция магнитного поля,  $\tau_k = \lambda_k / v_k$  – время между их столкновениями при тепловых скоростях  $v_k$  и длине свободного пробега  $\lambda_k$ ,  $M$  и  $m$  – массы ионов и электронов соответственно. Из этого выражения следует, что в отсутствии магнитного поля или при относительно слабых магнитных полях ( $\omega_e \tau_e \gg \omega_i \tau_i$ ) с учетом соотношения Эйнштейна, связывающего транспортные коэффициенты, напряженность электрического поля  $E(r) = -\frac{kT_e}{e} \frac{1}{n_e(r)} \frac{dn_e(r)}{dr}$ . По мере увеличения индукции магнитного поля напряженность электрического поля уменьшается и при  $D_{e\perp} = D_{i\perp}$  обращается в нуль. С дальнейшим ростом индукции магнитного поля  $E(r)$  имеет противоположное направление, т.е. происходит инверсия электрического поля. При этом радиальный ход  $E(r)$  определяется поперечным распределением концентрации электронов и, как следует из выражения (1), должен сохранять монотонность.

Для корректного определения напряженности электрического поля ( $E(r) = -\frac{d\varphi_p(r)}{dr}$ ) необходимо проводить измерения разности потенциалов пространства  $\Delta\varphi_p(r)$  в различных точках газоразрядной плазмы [3], что требует выполнения определенных условий с выделением второй производной из электронной составляющей тока на зонд. Однако при исследовании электрокинетических параметров плазмы часто бывает необходимым измерение не потенциала плазмы, а пространственного его распределения. В этом случае обычно прибегают к наиболее простому методу измерения плавающего потенциала, при котором общий ток на зонд равен нулю. При этом исходят из следующих соображений [1–2]. Вокруг зонда имеется слой пространственного заряда, экранирующий его от невозмущенной плазмы, толщиной порядка радиуса Дебая. Считая функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) максвелловской, а их концентрацию – бoльцмановской, получаем ток на зонд при отрицательных потенциалах:  $i_e = en_e v_e \exp(-e\varphi_s / kT_e) S$ , где  $\varphi_s$  – скачок потенциала в призондовом слое,  $S$  – площадь поверхности зонда. Из равенства электронного и ионного токов, что достигается при плавающем потенциале, следует:

$$\varphi_s = \frac{kT_e}{2e} \ell n \frac{M}{m} \quad (2)$$

Тогда на основании равенства  $\varphi_f = \varphi_p - \varphi_s$  следует, что  $E(r) = -d\varphi_p/dr = -d\varphi_f/dr$ . Поэтому обычно считается, что неизменность температуры электронов в объеме плазмы позволяет определять пространственное распределение потенциала по измерениям плавающего потенциала.

В данной работе приводятся результаты зондовых измерений радиальных распределений  $\varphi_f(r)$  и  $\varphi_p(r)$  в плазме гелиевого разряда, которые показывают существенное влияние пространственной неоднородности концентрации электронов на достоверность полученных результатов.

### Теоретическое обоснование необходимости учета толщины призондового слоя

Известно [1], что согласно теории Шоттки поперечное распределение концентрации электронов в разрядной трубке в диффузионном режиме  $n_e(r) = n_e(0)I_0(2,4r/R)$ , где  $I_0$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка,  $R$  – радиус трубки. Максимальное значение  $n_e(r)$  соответствует приосевой области, а на стенках трубки  $n_e(r) = 0$ .

Введенный в плазму зонд, обладая конечными геометрическими размерами, не должен искажать токи зарядов на его поверхность. Для этого необходимо, чтобы длина свободного пробега электронов была больше толщины призондового слоя:  $\lambda_e \gg r_s$ , которая имеет порядок дебаевского радиуса экранирования  $r_D = (kT_e/4\pi n_e(r)e^2)^{1/2}$ . Как видно из этого выражения, по мере уменьшения концентрации электронов толщина слоя возрастает. Это изменение  $r_s$  не влияет на величину тока электронов на зонд, поскольку они из области невозмущенной плазмы попадают на зонд без столкновений. А поступление ионов на зонд, находящийся под отрицательным потенциалом, обеспечивается уже площадью поверхности призондового слоя  $S'$ :  $I_i = j_i \cdot S'$ . Поэтому по мере перемещения зонда в плазме с неоднородным распределением концентрации электронов, несмотря на то, что их температура остается постоянной, в ВАХ зонда положение плавающего потенциала относительно  $\varphi_p$  меняется. Это приводит к тому, что с приближением зонда к стенкам трубки толщина слоя и ионный ток возрастают при неизменном токе электронов. По этой причине разность между  $\varphi_p$  и  $\varphi_f$  уменьшается (рис. 1). Соответственно, значения напряженности электрического поля, полученные по плавающим потенциалам  $E_f(r) = -d\varphi_f/dr$ , будут ниже истинных значений  $E_p(r) = -d\varphi_p/dr$ .

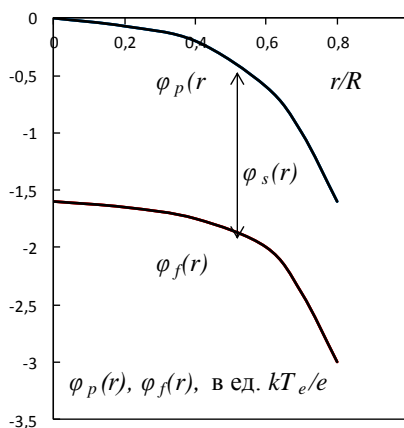


Рис. 1. Радиальные распределения  $\varphi_p(r)$  и  $\varphi_f(r)$ .

Для определения степени искажения напряженности электрического при ее измерениях по плавающему потенциалу зонда рассчитаем разность  $\varphi_s(0) - \varphi_s(r)$ . Рассуждая так же, как и при выводе формулы (2), можно найти падение потенциала в призондовом слое:  $\varphi_s(r) = -\frac{kT_e}{e} \ln AS_1$ , где  $A = 1,6v_B/Sv_e$ ,  $S_1$  – площадь поверхности призондового слоя,  $A$  – постоянная, не зависящая от радиальной координаты. Как видно, в отличие от формулы (2), в это выражение через площадь поверхности слоя входит зависимость от радиуса разрядной трубки. Изменение падения потенциала

$$\Delta\varphi_s(r) = \varphi_s(0) - \varphi_s(r) = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{S_1(r)}{S_1(0)}. \quad (3)$$

Как следует из этого выражения, результаты измерений будут зависеть от формы зонда: для цилиндрического –  $\Delta\varphi_s = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{n_e(0)}{n_e(r)}$ , для сферического –  $\Delta\varphi_s = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_e(0)}{n_e(r)}$ . Таким образом, при измерениях сферическим зондом отклонения от истинных значений в два раза больше по сравнению с измерениями цилиндрическим зондом.

На рис. 2 приводятся рассчитанная (кривая 1) и экспериментальная (кривая 2) радиальные зависимости изменения скачка потенциала вдоль радиуса трубки по отношению к его значению на оси трубки.

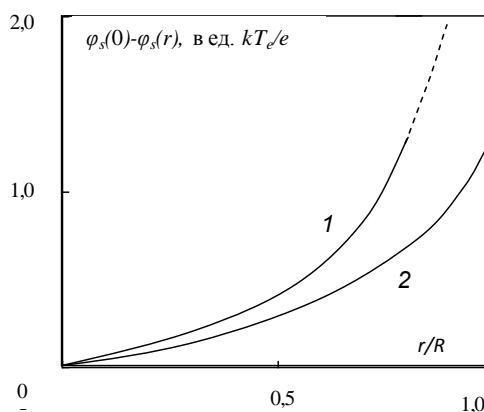


Рис. 2. Рассчитанная (1) и экспериментальная (2) зависимости  $\Delta\varphi_s(r)$ :  
 $p_{He} = 0,2 \text{ Тор}$ ,  $i_p = 15 \text{ мА}$ .

Как видно, величина сдвига для бесселевского распределения (кривая 1) по сравнению с экспериментальным ходом (кривая 2) значительно больше. Более того, в первом случае на стенках разрядной трубки  $\Delta\varphi_s(r) \rightarrow \infty$ . Это объясняется тем, что на стенках трубки  $n_e(R) = n_e(0)I_0(2,4 r/R) = 0$ , что не соответствует экспериментальным данным. Так, в [1] после решения уравнения баланса зарядов в пристеночной области приводится уточненное граничное условие:  $I_0(\mu r/R)$ , где  $\mu$  – параметр, зависящий от свойств плазмы (рода газа и его давления, температуры электронов и ионов).

Необходимо отметить, что выражения (2) и (3) получены для максвелловской ФРЭЭ. При этом плавающий потенциал гелиевой плазме равен примерно  $-4,4 \frac{kT_e}{e}$ . Если для стандартных условий разряда принять  $\frac{kT_e}{e} \sim 5 \text{ эВ}$ , то  $\varphi_p(r - \varphi_f(r)) \sim -22 \text{ В}$ , т.е. положение плавающего потенциала определяется быстрыми электронами.

#### Экспериментальное исследование радиального электрического поля

Зондовые измерения проводились с использованием разрядной трубки с диаметром 25 мм и длиной 600 мм с подвижными цилиндрическими зондами. Трубка помещалась соосно в двухсекционный соленоид, позволяющий получать магнитное поле до 75 мТл с однородной областью до 200 мм вдоль и 50 мм в радиальном направлении. Для определения толщины призондового слоя  $r_s$  использовался «закон 3/2» [2]. При этом важна не абсолютная величина  $r_s$ , а ее относительное изменение по радиусу. Поэтому из ВАХ зонда находились ионная  $i_i(0)$  и электронная части  $i_e(0)$  токов на оси трубки при плавающем потенциале. Ионный ток аппроксимировался прямой, проведенной по касательной к ионному току насыщения. При измерениях в других точках поперек оси в предположении постоянства ионного тока, равного  $i_i(0)$ , определялось новое положение плавающего потенциала  $\varphi_f(r)$ .

На рис. 3 приводятся полученные таким образом экспериментальные результаты  $\varphi_f(r)$  (сплошные линии) и соответствующие распределения до их восстановления.

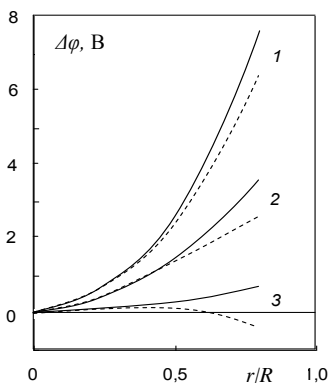


Рис. 3. Измеренное  $\Delta\varphi_f(r)$  (пунктирные линии) и рассчитанное  $\Delta\varphi'_f(r)$  (сплошные линии) радиальные распределения:  
 $p_{He} = 0,2 \text{ Тор}$ ;  $i_p = 50 \text{ мА}$ ;  $B$ , Гс: 1 – 0, 2 – 300, 3 – 600.

Из *рис. 3* видно значительное расхождение между соответствующими сплошными и пунктирными распределениями. Непосредственные измерения радиального хода потенциала плазмы по нулю второй производной зондового тока с учетом эффекта стока электронов [4] показали удовлетворительное согласие с восстановленным ходом положения плавающего потенциала. Таким образом, напряженности электрического поля, определенные по разности плавающих потенциалов, приводят к заниженным их значениям.

Если радиальные распределения в незамагниченной плазме качественно совпадают, имея монотонный характер, то в сильных магнитных полях в зависимости  $\phi(r)$ , начиная из пристеночных областей, появляется немонотонность (пунктирные линии 2 и 3). Это объясняется тем, что градиент концентрации электронов возрастает от оси к стенкам разрядной трубки, что особенно выражено в присутствии магнитного поля, которое сужает  $n_e(r)$ . С увеличением магнитного поля (до появления винтовой неустойчивости) из-за уменьшения температуры электронов в ВАХ зонда плавающий потенциал приближается к потенциалу пространства. По этой причине, а также из-за изменения толщины призондового слоя (*рис. 1*), при магнитных полях, когда  $D_{e\perp} \geq D_{i\perp}$ , в распределении электрического поля у стенок трубки наблюдается инверсия, в то время как в приосевой области сохраняется прямое направление (кривая 3, пунктирная линия). После корректировки положения потенциала пространства с учетом изменения толщины зарядового слоя немонотонность исчезает.

### Заключение

Таким образом, установлено, что зондовые измерения напряженности радиального электрического поля по разности плавающих потенциалов зонда требуют выполнения следующих условий: неизменность вида ФРЭЭ и постоянство концентрации электронов в точках проведения измерений. В случае невыполнения последнего случая необходимо провести корректировку с учетом изменения толщины призондового слоя.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1977. 544 с. [Granovsky V. L. Electric current in gas. Moscow: Nauka, 1977. 544 p.]
2. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с. [Raizer Yu. P. Physics of gas discharge. Moscow: Nauka, 1987. 592 p.]
3. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука, 1981. 143 с. [Ivanov Yu. A., Lebedev Yu. A., Polak L. S. Methods of contact diagnostics in nonequilibrium plasma chemistry. Moscow: Nauka, 1981. 143 p.]
4. Девятков А. М., Мальков М. А. Определение параметров плазмы при учете эффекта стока электронов на зонд // Известия вузов. Физика. 1984. №3. С. 34–39. [Devyatov A. M., Malkov M. A. Determination of plasma parameters taking into account the effect of electron drain to the probe // Izvestiya Vuzov. Physics. 1984. No. 3. P. 34–39].

Поступила в редакцию 02.10.2025 г.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2025.4.7

**ON MEASURING THE RADIAL ELECTRIC FIELD STRENGTH  
IN A LOW-TEMPERATURE GAS DISCHARGE PLASMA**

© R. Z. Shaikhitdinov\*, T. I. Sharipov, I. P. Yuminov

*Ufa University of Science and Technology  
32 Zaki Validi st., 450076 Ufa, Republic of Bashkortostan, Russia.**\*Email: plasma@bsunet.ru*

This paper presents the results of measurements of the radial plasma potential distribution based on the floating potential difference of a movable probe. These measurements reveal anomalously high electric field strengths across the discharge tube cross-section, located in an axial magnetic field. The effect of varying the thickness of the near-probe layer due to the uneven radial distribution of the electron density across the discharge cross-section is demonstrated.

**Keywords:** gas-discharge plasma, electric field strength, electric probe.

*Received 02.10.2025.***Об авторах / about the authors****ШАЙХИТДИНОВ Рамиль Зайниевич**

д-р физ.-мат. наук, доцент,  
профессор кафедры электроники и физики наноструктур,  
Уфимского университета науки и технологий  
Email: plasma@bsunet.ru

**SHAIKHITDINOV Ramil Zainievich**

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Docent,  
Professor of the Department of Electronics  
and Physics of Nanostructures,  
Ufa University of Science and Technology  
Email: plasma@bsunet.ru  
ORCID ID: 0009-0008-5199-3133  
Web of Science Researcher ID 94.41.210.56.

**Шарипов Талгат Ишмухамедович**

канд. физ.-мат. наук, доцент,  
доцент кафедры электроники и физики наноструктур,  
Уфимского университета науки и технологий  
Email: sha-t@yandex.ru

**SHARIPOV Talgat Ishmukhamedovich**

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Docent,  
Associate Professor of the Department of Electronics  
and Physics of Nanostructures,  
Ufa University of Science and Technology  
Email: sha-t@yandex.ru,  
ORCID ID: 0009-0008-6192-7145  
Web of Science Researcher ID 94.41.210.56

**ЮМИНОВ Игорь Павлович**

канд. техн. наук, доцент,  
доцент кафедры автоматизации технологических процессов,  
Уфимского университета науки и технологий  
Email: bgu\_tmo@mail.ru

**YUMINOV Igor Pavlovich**

Candidate of Technical Sciences, Docent,  
Associate Professor of the Department of Automation  
of Technological Processes,  
Ufa University of Science and Technology  
Email: bgu\_tmo@mail.ru  
ORCID ID: 0009-0003-8713-1563